ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 31 MARS 1937.

PRÉSIDENCE DE M. EMMANUEL LECLAINCHE.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** adresse ampliation du décret, en date du 18 mars 1937, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Paul Lebeau** pour occuper dans la Section de Chimie la place vacante par le décès de M. *H. Le Chatelier*.

Il est donné lecture de ce décret.

Notice nécrologique sur M. Amé Pictet,
par M. **Gabriel Bertrand**.

Nous avons appris, il y a quelques jours, la disparition du Professeur **Amé Pictet**, de l'Université de Genève, Correspondant de l'Académie dans la Section de Chimie, emporté le 11 de ce mois par une maladie de cœur dont il souffrait depuis de longues années.

Né le 12 juillet 1857 à Genève, Amé Pictet appartenait à une ancienne et illustre famille dont plusieurs membres s'étaient adonnés à la Science, dont deux, le physicien Marc-Auguste et le zoologiste François-Jules avaient figuré dans nos rangs à titre étranger.

Après avoir étudié la Chimie auprès de Marignac, à Genève, de Schmidt, à Dresde, de Kékulé, à Bonn et de Würtz à Paris, il débuta dans la recherche comme assistant de Græbe, fut reçu docteur ès sciences physiques de Genève en 1881 et privatdocent en 1884. Il enseigna la Chimie d'abord au Collège supérieur de sa ville natale, fut nommé, en novembre 1894, professeur extraordinaire de Chimie organique spéciale, puis, en 1899, professeur ordinaire. Il ajouta alors à son enseignement

celui de la Chimie biologique, toxicologique et pharmaceutique. En 1906, il eut l'honneur et la satisfaction bien méritée de succéder à son maître Charles Græbe comme professeur de Chimie inorganique et organique, fonction qu'il occupa de la façon la plus brillante jusqu'à sa mise à la retraite en 1927.

Les travaux de Amé Pictet sont nombreux. Presque tous appartiennent au domaine de la Chimie organique, le plus souvent ils confinent à celui de la Chimie biologique. L'éclat qu'ils ont jeté sur le premier domaine a brillamment illuminé aussi le second.

Il faut rappeler tout d'abord sa belle synthèse de la nicotine. Une formule de constitution de cet alcaloïde du tabac venait d'être proposée par Pinner. Elle parut vraisemblable à Pictet qui se donna pour tâche de la contrôler par la synthèse. L'entreprise était à cette époque des plus hardies et il fallut huit années d'efforts pour atteindre le but. Pictet réussit en partant de la pyridine et de l'acide mucique. Il obtint la nicotine racémique et la dédoubla en ses deux composants au moyen des acides tartriques actifs. Ainsi fut démontré que la nicotine naturelle, lévogyre, était une méthylpyridylpyrrolidine.

Chose curieuse, la nicotine dextrogyre, obtenue en même temps, présentait des propriétés physiologiques notablement différentes.

Au cours de ces recherches, Pictet a retiré, en opérant sur de grandes quantités de tabac, toute une série de nouveaux alcaloïdes, plus ou moins voisins de la nicotine, et il a retrouvé quelques-uns d'entre eux, la pyrrolidine et la méthylpyrrolidine, dans la carotte et d'autres plantes.

Dans la suite, Pictet a réalisé les synthèses de la papavérine et de la laudanosine du pavot, celle de la berbérine de l'épine vinette, etc.

Ce magnifique ensemble de recherches et de résultats, dont il n'a été rappelé que l'essentiel, a conduit leur savant auteur à exprimer sur l'origine, le mode de formation et le rôle des alcaloïdes dans les végétaux des vues théoriques d'un grand intérêt.

Un autre champ d'action très important a été exploré par Amé Pictet, celui des substances naturelles que l'on groupe aujourd'hui sous le nom de glucides : le glucose, l'amidon, la cellulose, etc. C'est ainsi que Pictet a eu l'ingénieuse idée de soumettre ces substances à la distillation sèche dans le vide. Au lieu de produits nombreux et mal définis, de gaz, de goudrons, comme il s'en forme à la pression ordinaire, il a obtenu une décomposition simple, donnant principalement de l'eau et du lévoglucosane, corps cristallisé découvert par Charles Tanret en hydrolysant certains glucosides.

Ce résultat si net l'a amené à des considérations intéressantes sur la constitution des substances expérimentées.

Par extension de la méthode ci-dessus, Pictet a distillé dans le vide des matières grasses, des protéides, du caoutchouc, de la houille. Avec cette dernière, il a obtenu des produits tout autres que dans les conditions habituelles, ressemblant aux pétroles du Canada et de la Californie. Il a vu là une preuve que ces pétroles devaient, tout comme la houille, avoir une origine végétale.

La place manque pour mentionner les autres travaux de Amé Pictet, mais le rapide aperçu qui vient d'être donné des principaux suffit à fournir la mesure de la sagacité, de la persévérance, de l'habileté expérimentale et de l'esprit philosophique de l'éminent chimiste qui vient de disparaître.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Nouvelles déterminations de la teneur en bore de plantes cultivées sur le même sol.* Note de MM. **Gabriel Bertrand** et **Lazare Silberstein.**

Poursuivant nos recherches sur les besoins des végétaux en substances minérales et sur l'absorption élective de ces substances ([1]), nous apportons aujourd'hui un certain nombre de déterminations de la teneur en bore de plantes cultivées sur le même sol, destinées à compléter celles qui avaient été publiées par l'un de nous en collaboration avec H. de Waal ([2]).

Nous rappelons qu'il s'agit de plantes cultivées les unes à côté des autres sur une parcelle de jardin qui était restée sans engrais depuis longtemps; cette parcelle était, par suite, un peu fatiguée, mais, comme elle avait reçu chaque année des façons habituelles et des cultures sensiblement uniformes, elle devait être aussi homogène que possible quant à la composition chimique.

Nos nouvelles déterminations ont porté sur dix espèces de plantes de grande culture ou de culture potagère, auxquelles nous avons ajouté quatre espèces qui s'étaient développées spontanément : la petite mauve, le séneçon, l'érigeron et le paturin annuel.

Les plantes ont toutes été récoltées au moment de la floraison, lavées et

---

([1]) Gab. Bertrand et L. Silberstein, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1449 et 202, 1936, p. 261.

([2]) Gab. Bertrand et H. de Waal, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 605.

séchées avec soin, puis analysées en se servant des mêmes méthodes que pour les plantes précédemment étudiées. Tenant compte des expériences antérieures, il n'a pas été ajouté de soude pour la préparation des cendres. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau ci-dessous par ordre croissant de la teneur en métalloïde dosé ([3]).

Noms des plantes.	Poids de matière sèche analysée.	Cendres pour 100 de matière sèche.	Méthode utilisée.	Milligramme par kilogramme de matière sèche	
				BO^3H^3.	Bore.
	g				
Paturin annuel......	1,00	10,2	color.	17,0	3,0
»	1,55	»	»	18,2	3,2
Oignon.............	0,23	8,0	color.	24,4	4,3
Lin................	0,21	7,7	color.	40,3	7,1
Érigeron...........	1,00	11,4	color.	56,8	10,0
»	0,53	»	»	53,4	9,4
Pimprenelle........	1,00	9,8	color.	56,8	10,0
»	9,74	»	volum.	71,6	12,6
Céleri.............	0,42	19,4	color.	67,6	11,9
»	1,00	»	»	85,2	15,0
Séneçon............	0,37	15,9	color.	76,7	13,5
»	0,50	»	»	79,5	14,0
Petite mauve.......	0,73	12,4	color.	77,8	13,7
»	1,00	»	»	85,2	15,0
Pomme de terre.....	0,72	14,4	color.	79,0	13,9
»	1,00	»	»	85,2	15,0
Fève...............	1,62	8,9	color.	87,5	15,4
»	1,00	»	»	99,4	17,5
Tomate.............	1,00	20,1	color.	85,2	15,0
»	6,45	»	volum.	108,0	19,0
Alkékenge..........	0,47	7,6	color.	121,0	21,3
»	1,00	»	»	142,0	25,0
Luzerne............	1,00	13,0	color.	142,0	25,0
»	9,57	»	volum.	164,0	28,9
Lotier corniculé...	1,00	9,7	color.	199,0	35,0
»	8,40	»	volum.	208,0	36,6

Le céleri, plante bisannuelle, avait déjà été analysé ([2]). L'échantillon provenait du même semis, mais avait été récolté dès la première année, c'est-à-dire avant la floraison. On y avait trouvé à peu près la même teneur en bore : 17^{mg},5 par kilogramme de matière sèche.

([3]) Pour abréger, les noms latins n'ont pas été reproduits. On les trouvera dans les notes rappelées en ([1]).

En dehors de cette remarque particulière, on peut dire, en passant à l'examen d'ensemble des résultats, que toutes les teneurs en bore du tableau que nous présentons aujourd'hui restent comprises dans la série de celles, allant d'environ $2^{mg},5$ à 70^{mg}, du tableau antérieurement publié [2]. Elles confirment donc, en les étendant à de nouvelles espèces, les conclusions de caractère général qui avaient pu être tirées.

Il était apparu notamment que les Graminées : l'orge, le seigle, le blé et le maïs étaient, avec le poireau, de la famille des Liliacées, les plantes les plus pauvres en bore (entre $2^{mg},3$ et 5^{mg} par kilogramme de matière sèche). Le paturin, analysé cette fois, reste (avec $3^{mg},1$) parmi les Graminées et l'oignon ($4^{mg},3$) à côté du poireau ($3^{mg},1$).

Il était apparu aussi que les Légumineuses, depuis le pois ($21^{mg},7$) jusqu'au trèfle incarnat (70^{mg}), en passant par le sainfoin ($36^{mg},2$), le trèfle violet ($36^{mg},2$), le soja ($37^{mg}1$), la lentille ($41^{mg},4$) et le haricot d'Espagne (43^{mg}), étaient des plantes notablement plus riches en bore que les Graminées. Nous avons trouvé dans la fève, la moins riche des Légumineuses examinées, déjà $16^{mg},5$, dans la luzerne $28^{mg},9$ et dans le lotier corniculé $36^{mg},6$.

Ces différences remarquables entre des groupes de végétaux qui comptent parmi les plus importants de la grande culture ne manqueront certainement pas de retenir l'attention non seulement des phytophysiologistes, mais aussi des agronomes.

CORRESPONDANCE.

M. **Simon Flexner**, élu Associé étranger, adresse des remercîments à l'Académie.

L'**École Technique supérieure de Novotcherkassk**, ancien *Institut polytechnique du Don*, adresse à l'Académie l'expression de ses sentiments de condoléance à l'occasion du décès de M. *H. Le Chatelier*.

L'**Académie des Sciences de Buenos Aires** adresse à l'Académie l'expression de ses sentiments de condoléance à l'occasion du décès de M. *P. Janet*.

Le Général commandant l'École Polytechnique adresse un Rapport relatif à l'emploi qui a été fait de la subvention allouée sur la *Fondation Loutreuil* en 1936.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les solutions périodiques d'une certaine classe d'équations aux dérivées partielles d'ordre supérieur.* Note [1] de M. D. Mangeron.

1. Je me propose ici, en me bornant à deux dimensions et à l'équation la plus simple de la classe d'équations aux dérivées totales [2] au sens de M. M. Picone, d'étudier, par la méthode des équations intégrales, un problème où il n'existe que la fonction de Green élargie au sens de M. Hilbert. Les développements paraîtront dans un autre Recueil.

2. Soit

$$\frac{\partial^4 u}{\partial x^2\,\partial y^2}=f(x, y), \tag{1}$$

où $f(x, y)$ est une fonction de deux variables réelles x et y, doublement périodique de périodes ω et ω' respectivement, définie et continue dans un domaine rectangulaire $R\begin{pmatrix}0\leqq x\leqq\omega\\ 0\leqq y\leqq\omega'\end{pmatrix}$. Je me propose de trouver, si elle existe, une solution $u(x, y)$ de l'équation (1) satisfaisant aux conditions suivantes sur la frontière FR du domaine R,

$$\left\{\begin{aligned}&u(0, y)=u(\omega, y), \qquad u(x, 0)=u(x, \omega');\\ &\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=0}=\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=\omega'}, \qquad \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}=\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=\omega'}.\end{aligned}\right. \tag{2}$$

La solution n'existe que si les conditions suivantes sont satisfaites pour la fonction $f(x, y)$

$$\int_0^{\omega} f(\xi, y)\,d\xi=0, \qquad \int_0^{\omega'} f(x, \eta)\,d\eta=0, \tag{3}$$

et, en ce cas, comme on peut le vérifier, elle est donnée par

$$u(x, y)=\iint_R G(x, y; \xi, \eta)f(\xi, \eta)\,d\xi\,d\eta+\gamma(x)+\delta(y)+x\beta(0)+y\alpha(0), \tag{4}$$

---

[1] Séance du 22 mars 1937.

[2] *Giornale di Matematica*, **71**, 3e série, 1933, p. 89; *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 94.

où $G(x, y; \xi, \eta)$ est la fonction de Green relative à (1) et à condition pour la solution $u(x, y)$ d'être nulle sur FR; $\gamma(x)$, $\delta(y)$ sont des fonctions arbitraires de variables x et y respectivement et $\alpha(0)$, $\beta(0)$ des constantes.

En considérant maintenant l'équation

$$(5) \qquad \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial y^2} = \lambda u(x, y) + f(x, y),$$

où la fonction $f(x, y)$ n'est plus contrainte à satisfaire aux conditions (3), je trouve pour $u(x, y)$ au lieu du système différentiel donné par (1) et (2), un système d'équations intégrales analogues aux équations (3) et (4). On n'a qu'à remplacer dans celles-ci la $f(x, y)$ par $\lambda u(x, y) + f(x, y)$. Ce dernier système permet de déterminer les fonctions et les constantes arbitraires de (4); on a ainsi pour $u(x, y)$ l'équation intégrale suivante qui traduit le problème proposé

$$(6) \qquad u(x, y) = \lambda \iint_R G_1(x, y; \xi, \eta) u(\xi, \eta) d\xi d\eta + \lambda \iint_R G_1(x, y; \xi, \eta) f(\xi, \eta) d\xi d\eta$$
$$- \frac{1}{\lambda \omega \omega'} \iint_R [f(x, \eta) + f(\xi, y) - f(\xi, \eta)] d\xi d\eta,$$

où le noyau $G_1(x, y; \xi, \eta)$ est donné par la formule

$$(7) \qquad \omega\omega' G_1(x, y; \xi, \eta) = \omega\omega' G(x, y; \xi, \eta) - \omega \int_0^{\omega'} G(x, t; \xi, \eta)\, dt$$
$$- \omega' \int_0^{\omega} G(s, y; \xi, \eta)\, ds + \iint_R G(s, t; \xi, \eta)\, ds\, dt.$$

On peut faire ici relativement à ce noyau $G_1(x, y; \xi, \eta)$ des remarques faites par M. Picard dans un problème analogue pour les équations différentielles ordinaires du second ordre [3].

On reçoit des résultats semblables après les calculs un peu compliqués, pour l'équation

$$(8) \qquad \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial y^2} = \lambda A(x, y) u + f(x, y),$$

où la fonction $A(x, y)$ est caractérisée comme $f(x, y)$ de (1) en étant en outre positive dans R.

3. Si l'on se propose de déterminer une solution de l'équation homogène

---

(3) E. Picard, *Leçons sur quelques problèmes aux limites de la théorie des équations différentielles*, Paris, 1930, 3e, 6e et 7e Chapitre.

correspondante à (5) ou à (8), satisfaisant aux conditions de la double périodicité conçues comme ci-dessous

$$u(x+\omega, y) = u(x, y), \qquad u(x, y+\omega') = u(x, y);$$
$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=x+\omega} = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=x}, \qquad \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=y+\omega'} = \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=y};$$

on est conduit respectivement à l'équation intégrale homogène associée à (6) ou à sa forme plus générale que je n'ai pas indiqué. On peut généraliser ces résultats à condition de ne plus supposer que la fonction $A(x, y)$ est positive dans R pourvu que les expressions $\int_0^{\omega'} A(x, t)\,dt$, $\int_0^{\omega} A(s, y)\,ds$ le soient.

4. On peut relier au problème de la recherche des solutions périodiques pour ces équations un autre où la fonction $u(x, y)$ à déterminer satisfait à (5) et aux conditions

$$u(x, 0) = u(x, \omega'), \qquad u(0, y) = u(\omega, y);$$
$$\int^{\omega} u(s, y)\,ds = 0, \qquad \int_0^{\omega'} u(x, t)\,dt = 0.$$

On peut considérer pour ces problèmes des conditions de périodicité plus générales au sens de M. C. Popovici ([4]) et les résoudre en les transformant en certains problèmes de calcul de variations.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certaines séries se rattachant aux fonctions de Bessel.* Note ([1]) de M. **Jean Delsarte**, transmise par M. Henri Villat.

Nous avons indiqué ([2]) une méthode générale permettant d'obtenir des généralisations étendues de la formule de Taylor; nous donnons ci-dessous une application relative aux fonctions de Bessel. Reprenons nos précédentes notations.

La classe linéaire A est constituée par les fonctions de la variable réelle x, définies dans l'intervalle $[0; +\infty]$, deux fois dérivables, leur première dérivée étant nulle à l'origine.

([4]) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 378.

([1]) Séance du 22 mars 1937.
([2]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 468.

L'opérateur $\mathfrak{d}_x$ a pour expression

$$\mathfrak{d}_x = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2p+1}{x}\frac{d}{dx},$$

p étant un nombre fixe dont la partie réelle est supérieure à $-1/2$. On a

$$j_\lambda(x) = \frac{2^p p!}{(ix\sqrt{\lambda})^p} J_p(ix\sqrt{\lambda}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!}\frac{p!}{(p+k)!}\lambda^k\left(\frac{x}{2}\right)^{2k};$$

J_p désignant, comme de coutume, la fonction de Bessel de première espèce et d'indice p. Il vient bien

$$\mathfrak{d}_x[j_\lambda(\xi)] = \lambda j_\lambda(x)$$

et le spectre S comprend tout le plan complexe. Les fonctions φ_n ont pour expression

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{n!}\frac{p!}{(p+n)!}\left(\frac{x}{2}\right)^{2n}.$$

L'opérateur T^y est défini par le développement

$$T_x^y[f(\xi)] = f(x) + \frac{1}{p+1}\left(\frac{y}{2}\right)^2 \mathfrak{d}_x[f(\xi)] + \ldots + \frac{1}{n!}\frac{p!}{(p+n)!}\left(\frac{y}{2}\right)^{2n}\mathfrak{d}_x^{(n)}[f(\xi)] + \ldots.$$

On le prolonge dans tout son domaine d'existence en partant des relations

$$T^0 = E, \qquad \mathfrak{d}_x T^y = \mathfrak{d}_y T^x,$$

c'est-à-dire en recherchant la solution

$$\Phi(x;y) = T_x^y[f(\xi)$$

de l'équation

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + (2p+1)\left[\frac{1}{x}\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{1}{y}\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right] = 0,$$

se réduisant à $f(y)$ pour $y=0$ et appartenant à la classe A par rapport à la variable y. C'est un problème de Cauchy pour une équation hyperbolique réductible à l'équation d'Euler-Poisson; une formule de résolution, due à Poisson, permet d'exprimer la fonction Φ sous la forme

$$T_x^y[f(\xi)] = \frac{\Gamma(p+1)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)}\int_0^\pi f\left[\sqrt{x^2+y^2-2xy\cos\varphi}\right]\sin^{2p}\varphi\, d\varphi.$$

ce qui fournit le prolongement demandé.

L'hypothèse d'unicité est évidemment satisfaite; la solution de l'équation

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+(2p+1)\left[\frac{1}{y}\frac{\partial\Phi}{\partial y}-\frac{1}{x}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right]=\varphi(x, y)$$

nulle, ainsi que sa dérivée par rapport à y, pour $y=0$, s'obtient par la méthode classique; malgré les apparences, il n'y a aucune difficulté provenant du fait que la courbe portant les données de Cauchy soit singulière pour les coefficients de l'équation; on sait que la fonction de Riemann est ici réductible à une fonction hypergéométrique, et on trouve

$$\begin{aligned}\mathrm{i}_{xy}[\varphi(\xi,\eta)]=-\iint_{\mathrm{D}_{xy}}&\left\{\frac{16u^2v^2}{[(u+x)^2-(v-y)^2][(v+y)^2-(u-x)^2]}\right\}^{p+\frac{1}{2}}\\&\times\mathrm{F}\left(p+\frac{1}{2}, p+\frac{1}{2}, 1, \frac{[(u-x)^2-(v-y)^2][(u+x)^2-(v+y)^2]}{[(u+x)^2-(v-y)^2][(v+y)^2-(u-x)^2]}\right)\\&\times\varphi(u,v)\,du\,dv,\end{aligned}$$

$\mathrm{F}(\alpha, \beta, \gamma, x)$ désignant la série de Gauss et D_{xy} étant le domaine triangulaire défini par les inégalités

$$0\leqq v\leqq y, \qquad (u-x)^2-(v-y)^2\leqq 0.$$

Il vient ensuite, par le procédé que nous avons indiqué, la formule suivante, analogue à la formule de Taylor limitée :

$$\begin{aligned}&\frac{\Gamma(p+1)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)}\int_0^{\pi}f\left[\sqrt{x^2+y^2-2xy\cos\varphi}\right]\sin^{2p}\varphi\,d\varphi\\&\quad=\sum_{k=0}^{n}\frac{1}{k!}\,\frac{p!}{(p+k)!}\left(\frac{y}{2}\right)^{2k}\mathfrak{d}_x^{(k)}[f(\xi)]+\mathrm{i}_{xy}\left[\frac{1}{n!}\,\frac{p!}{(p+n)!}\left(\frac{\eta}{2}\right)^{2n}\mathfrak{d}_\xi^{(n+1)}[f(\zeta)]\right].\end{aligned}$$

Cette formule est valable dès que $y\leqq x$ pour toute fonction f donnant un sens au second membre. Nous laisserons au lecteur le soin d'écrire la formule sommatoire pour un opérateur Δ attaché à la famille des opérateurs T^y [3].

([3]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 648.

THÉORIE DES GROUPES. — *Étude géométrique d'un faisceau de transformations infinitésimales.* Note [1] de Mme **Christiane Pauc**, présentée par M. Élie Cartan.

La donnée de m transformations infinitésimales :

$$X_h f = \sum_{i=1}^{n} \Lambda_h^i \frac{\partial f}{\partial x^i} \qquad (1 \leqq h \leqq m),$$

dans l'espace cartésien vectoriel à n coordonnées E_n, revient à l'adjonction à tout point M de cet espace (x^i) de m vecteurs Λ_h formant un repère R_n^m. Adjoignons à ces m vecteurs $(n-m)$ autres linéairement indépendants $\Lambda_{h'}$. Les projections ds^h, $ds_{h'}$ sur le repère $\{\Lambda_h, \Lambda_{h'}\}$ d'un déplacement infinitésimal du point $M(dx^i)$ sont n formes de Pfaff, et les m vecteurs Λ_h sont précisément les supports, au point M, de m éléments linéaires intégraux du système de Pfaff $\mathcal{S}$: $ds^{h'} = \sum_{i=m+1}^{n} \lambda_i^{h'} dx^i = 0$ $(m+1 \leqq h' \leqq n)$, corrélatif du faisceau $\mathcal{F}$: $X_h f = \sum_{i=1}^{n} \Lambda_h^i \frac{\partial x^i}{\partial f}$ $(1 \leqq h \leqq m)$ [2].

Le problème d'intégration du système $\mathcal{S}$ consiste en la recherche des multiplicités intégrales dont les éléments tangents appartiennent, en chaque point, au R_n^m associé, ou encore en la *recherche des variétés holonomes plongées dans la variété non holonome* V_n^m définie dans l'espace E_n par S [3].

Cette étude géométrique peut s'entreprendre vectoriellement, par la méthode du repère mobile; en particulier, si l'espace E_n est doté de la métrique riemannienne : $\sum_{h=1}^{m}(ds^h)^2 + \sum_{h'=m+1}^{n}(ds^{h'})^2$, telle que les vecteurs de base $\{\Lambda_h, \Lambda_{h'}\}$ soient unitaires et orthogonaux deux à deux par rapport à cette métrique. La métrique de la variété non holonome V_n^m est alors : $ds^2 = \sum_{h=1}^{m}(ds^h)^2$, *première forme fondamentale de* V_n^m.

Variation infinitésimale du repère $\{\Lambda_h, \Lambda_{h'}\}$ lorsque le point M se déplace

---

[1] Séance du 22 mars 1937.

[2] E. Vessiot, *Bull. de la Soc. Math. de France*, 52, 1924, p. 336.

[3] G. Vranceanu, *Mémorial des Sc. Math.*, 76, 1936.

sur une courbe intégrale :

$$dM = \sum_{h=1}^{m} ds^h \Lambda_h, \qquad d\Lambda_h = -\sum_{a=1}^{n} \gamma^a_{h,k} ds^k \Lambda_a, \qquad d\Lambda_{h'} = -\sum_{a=1}^{n} \gamma^a_{h',k} ds^k \Lambda_a,$$

où les $\gamma^a_{b,c}$ sont les coefficients de rotation de Ricci : $\gamma^a_{b,c} = \sum_{i,j} \frac{\partial \Lambda^a_i}{\partial x^j} \lambda^i_b \lambda^j_c$ jouissant des propriétés $\gamma^b_{a,c} + \gamma^a_{b,c} = 0 \; (a, b, c = 1, 2, \ldots, n)$.

Étude des courbes intégrales de S. — *Vecteur unitaire tangent :*

$$t = \frac{dM}{ds} = \sum_{h=1}^{m} \frac{ds^h}{ds} \Lambda_h.$$

Vecteur normal : $dt/ds = n/\rho$.

$$\frac{dt}{ds} = \frac{n}{\rho}.$$

Courbure normale sur un axe $\Lambda_{l'}$ normal à la variété V^m_n :

$$\frac{dt}{ds} \Lambda_{l'} = \frac{1}{\rho_{l'}} = -\frac{\sum_{h,k} \gamma^{l'}_{h,k} ds^h ds^k}{ds^2}.$$

On donne encore le nom de *secondes formes fondamentales* à chacune des expressions : $\Phi^{l'} = \sum_{h,k} \gamma^{l'}_{h,k} ds^h ds^k = \sum_{h,k} \varphi^{l'}_{h,k} ds^h ds^k$, où $\varphi^{l'}_{h,k} = \gamma^{l'}_{h,k} + \gamma^{l'}_{k,h}$.

Ceci constitue pour les variétés non holonomes V^m_n la généralisation de l'étude des variétés holonomes plongées dans un espace de Riemann [4].

Les *courbes asymptotiques* sont fournies par l'annulation des $(n-m)$ formes $\Phi^{l'}$. Les *courbes géodésiques*, telles que leur vecteur normal soit normal à V^m_n, sont données par les équations

$$\frac{du^h}{ds} = \sum_{k,l} \gamma^h_{k,l} u^k u^l, \qquad \text{où} \quad u^h = \frac{ds^h}{ds} \quad [5].$$

On peut généraliser de la façon suivante le théorème d'Euler déjà étendu par M. E. Cartan aux systèmes de m courbes orthogonales d'une variété holonome V_m plongée dans un espace de Riemann.

Théorème. — *La courbure normale moyenne de m courbes orthogonales quelconques de la variété non holonone V^m_n plongée dans un espace de Riemann, sur un axe $\Lambda_{l'}$ normal à V^m_n, est constante* (et égale à $-1/m \operatorname{Div} \Lambda_{l'}$).

---

(4) E. Cartan, *Mémorial des Sc. Math.*, 9, 1925, p. 43.

(5) G. Vranceanu, *loc. cit.*, p. 24.

Ce théorème avait déjà été trouvé dans le cas d'une V_3^2 plongée dans l'espace euclidien par M. R. Inzinger ([6]).

Torsions géodésiques. — M. R. Inzinger (*loc. cit.*) a encore montré que la somme algébrique des torsions géodésiques de deux courbes intégrales orthogonales quelconques d'une équation de Pfaff : $\xi_3\, dM = 0$, est égale à $-\xi_3 \operatorname{rot} \xi_3$ (expression dont l'annulation exprime que la V_3^2 est une surface).

La notion de torsion géodésique peut s'étendre ainsi $(d\Lambda_k/ds^h)\Lambda_{l'} = \gamma_{hk}^{l'}$ sera dite la torsion géodésique de la courbe intégrale d'élément unitaire tangent Λ_h, sur le vecteur Λ_k qui lui est normal dans R_n^m, $\Lambda_{l'}$ étant choisi comme vecteur normal à V_n^m.

La généralisation, à la V_n^m, du résultat précédent, conduit encore à une *interprétation géométrique des conditions d'intégrabilité*

$$\left(\frac{d\Lambda_k}{ds} - \frac{d\Lambda_h}{ds}\right)\Lambda_{l'} = \varpi_{h,k}^{l'}, \quad \text{où} \quad \varpi_{h,k}^{l'} = \gamma_{h,k}^{l'} - \gamma_{k,h}^{l'},$$

interprétation qui ramène, mais par une voie toute différente, à la considération du pentagone infinitésimal de M. G. Vranceanu (*loc. cit.*, p. 23) construit sur les deux déplacements tangents à V_n^m : ds^h, ds^k.

On peut encore prévoir la généralisation de la notion de *courbure de Gauss* ([7]) par considération de la variation d'un vecteur du repère R_n^m lorsque le point M se déplace le long du pentagone infinitésimal [Tenseurs de courbure de M. G. Vranceanu (*loc. cit.*, p. 26)].

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Sur la régularisation du problème plan des trois corps.* Note ([1]) de MM. **Godofredo Garcia** et **Alfred Rosenblatt**.

1. L'un de nous ([2]) a étudié les conditions du choc dans le problème plan des trois corps en utilisant des nouvelles variables canoniques qui sont

([6]) *Anz. d. Akad. d. Wiss. in Wien* vom 16 jan. 1936.
([7]) E. Cartan, *loc. cit.*, p. 50; R. Inzinger, *loc. cit.*

([1]) Séance du 1er février 1937.
([2]) *Bulletin des Sciences mathématiques*, 2e série, 52, 1928, p. 1-8.

données par la transformation

$$
(1)\qquad \left\{\begin{array}{lll} z_2 = 4\zeta^2\zeta'^2, & z_1 = (\zeta^2 - \zeta'^2)^2, & z_0 = -(\zeta^2 + \zeta'^2)^2, \\ z_0 = P_1 P_2, & z_1 = P_2 P_0, & z_2 = P_0 P_1. \end{array}\right.
$$

La fonction H* de Sundman-Levi Civita donnée dans ce travail était inexacte. Son expression correcte est

$$
\begin{aligned}
(2)\quad H^* = \frac{1}{32}\Big\{ & \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m}\right)(\bar{\pi}\zeta' + \bar{\pi}'\zeta)(\pi\bar{\zeta}' + \pi'\bar{\zeta})(\zeta^2 - \zeta'^2)(\bar{\zeta}^2 - \zeta'^2) \\
& + \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m'}\right)(\pi\zeta - \pi'\bar{\zeta}')(\bar{\pi}\bar{\zeta} - \bar{\pi}'\zeta') 4\zeta\bar{\zeta}\zeta'\bar{\zeta}' \\
& + \frac{2}{m_0}\Big[(\pi\bar{\zeta}' + \pi'\bar{\zeta})(\bar{\pi}'\zeta' - \bar{\pi}\zeta)\cdot\zeta\zeta'(\bar{\zeta}^2 - \bar{\zeta}'^2) \\
& \qquad + (\pi'\bar{\zeta}' - \pi\bar{\zeta})(\bar{\pi}\zeta' + \bar{\pi}'\zeta)\bar{\zeta}\bar{\zeta}'(\zeta^2 - \zeta'^2)\Big]\Big\} \\
& - f\{m_0 m(\zeta^4 - \zeta'^4)(\bar{\zeta}^4 - \zeta'^4) + 4m_0 m'\zeta\bar{\zeta}\zeta'\bar{\zeta}'(\zeta^2 + \zeta'^2)(\bar{\zeta}^2 + \bar{\zeta}'^2) \\
& \qquad + 4mm'\zeta\bar{\zeta}\zeta'\bar{\zeta}'(\zeta^2 - \zeta'^2)(\bar{\zeta}^2 - \zeta'^2)\} \\
& - 4\mathcal{E}\zeta\bar{\zeta}\zeta'\bar{\zeta}'(\zeta^4 - \zeta'^4)(\bar{\zeta}^4 - \bar{\zeta}'^4).
\end{aligned}
$$

2. Il s'ensuit que l'on a les développements suivants des variables ζ suivant la variable indépendante u de Sundman et Levi Civita :

$$
(3)\quad \left\{\begin{aligned}
\zeta = {} & \frac{1}{16}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\pi_0\zeta_0'^3\bar{\zeta}_0'^3 u + \frac{1}{192}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\pi_0\zeta_0'^7\bar{\zeta}_0'^7 \\
& \times\Big\{\mathcal{E}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\zeta_0'^4\bar{\zeta}_0'^4 + \frac{1}{128}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_0}\right)(\pi_0^2\zeta_0'^2 + 4\bar{\pi}_0^2\zeta_0'^2) \\
& \quad + \frac{1}{32}\zeta_0'\bar{\zeta}_0'\left[m'\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)^3\pi_0\bar{\pi}_0 - \left(\frac{1}{m_0 m} + \frac{1}{m_0 m'} + \frac{1}{mm'}\right)\pi_0'\bar{\pi}_0'\right]\Big\}u^3 + (u)_4, \\
\bar{\zeta} = {} & \frac{1}{16}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\bar{\pi}_0\zeta_0'^3\bar{\zeta}_0'^3 u + \frac{1}{192}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\bar{\pi}_0\zeta_0'^7\bar{\zeta}_0'^7 \\
& \times\Big\{\mathcal{E}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\zeta_0'^4\bar{\zeta}_0'^4 + \frac{1}{128}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_0}\right)(\bar{\pi}_0^2\zeta_0'^2 + 4\pi_0^2\bar{\zeta}_0'^2) \\
& \quad + \frac{1}{32}\zeta_0'\bar{\zeta}_0'\left[m'\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)^3\pi_0\bar{\pi}_0 - \left(\frac{1}{m_0 m} + \frac{1}{m_0 m'} + \frac{1}{mm'}\right)\pi_0'\bar{\pi}_0'\right]\Big\}u^3 + (u)_4.
\end{aligned}\right.
$$

$$
(4)\quad \left\{\begin{aligned}
\zeta' &= \zeta_0' + \frac{1}{512}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_0}\right)\pi_0^2\zeta_0'^5\bar{\zeta}_0'^6 u^2 + (u)_3, \\
\bar{\zeta}' &= \bar{\zeta}_0' + \frac{1}{512}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_0}\right)\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_0}\right)\bar{\pi}_0^2\zeta_0'^6\bar{\zeta}_0'^5 u^2 + (u)_3.
\end{aligned}\right.
$$

3. Le temps t s'exprime au moyen de u par le développement suivant :

$$(5)\quad t-t_0=\frac{1}{192}\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{m_0}\right)^2\pi_0\bar{\pi}_0\zeta_0'^{11}\bar{\zeta}_0'^{11}u^3+\frac{1}{32.120}\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{m_0}\right)^2\pi_0\bar{\pi}_0\zeta_0'^{15}\bar{\zeta}_0'^{15}$$

$$\times\left\{2\mathcal{E}\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{m_0}\right)\zeta_0'^4\bar{\zeta}_0'^4+\frac{5}{32}\left(\pi_0^2\bar{\zeta}_0'^2+\bar{\pi}_0^2\zeta_0'^2\right)\right.$$

$$\times\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{m_0}\right)\left(\frac{1}{m}-\frac{1}{m_0}\right)+\frac{1}{16}\zeta_0\bar{\zeta}_0$$

$$\times\left[m'\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{m_0}\right)^3\pi_0\bar{\pi}_0\right.$$

$$\left.\left.-\left(\frac{1}{m_0 m}+\frac{1}{m_0 m'}+\frac{1}{mm'}\right)\times\pi_0'\bar{\pi}_0'\right]\right\}u^5+(u)_6.$$

Ces développements conduisent à des résultats intéressants que nous nous proposons de publier dans un autre Recueil.

MÉCANIQUE. — *Généralisation de la méthode des roulettes et applications possibles à la construction d'engrenages gauches.* Note [1] de M. **Jean Capelle**, transmise par M. Henri Villat.

L'immense majorité des engrenages est obtenue industriellement par la méthode des roulettes; les roues dentées obtenues sont de deux sortes : cylindriques si elles sont l'enveloppe d'une crémaillère et coniques si elles sont l'enveloppe d'une roue plate. Les premières correspondent aux engrenages à axes parallèles et les secondes aux engrenages à axes concourants. Cependant, mais dans des conditions *considérablement restrictives*, au sujet du choix de la denture de la crémaillère ou de la roue plate, il existe dans chacune de ces deux classes un engrenage gauche d'emploi courant : l'engrenage gauche à roues cylindriques dont la denture est un hélicoïde développable (dans ce cas les deux crémaillères associées glissent l'une sur l'autre en restant en coïncidence) et l'engrenage gauche à roues coniques dont l'*hypoïd* est une solution approchée (dans ce cas les deux roues plates associées engrènent entre elles à la manière d'un engrenage intérieur).

Je me propose de définir une beaucoup plus grande diversité d'engrenages gauches en considérant leurs hyperboloïdes primitifs et en généralisant la notion de roue plate ou de crémaillère.

Les hyperboloïdes primitifs $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$, étant axoïdes, ont même para-

---

(1) Séance du 22 mars 1937.

mètre de distribution k; inversement, 2 hyperboloïdes de révolution à une nappe ayant même paramètre de distribution sont axoïdes de deux façons. Soit Δ la génératrice de raccordement de $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$, dont les axes sont supposés fixes; imaginons une surface A munie d'une surface invariable N, axoïde à $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$, se raccordant le long de Δ avec les hyperboloïdes primitifs et entraînée dans la viration $\mathcal{H}_1/\mathcal{H}_2$. La surface N enveloppe par rapport à $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$ deux surfaces $\mathcal{D}_1$ et $\mathcal{D}_2$ qui peuvent être considérées comme les dentures d'un engrenage gauche que nous dirons *engendré par la méthode des roulettes généralisées*. Remarquons que les complexes des normales attachés aux deux virations $A/\mathcal{H}_1$ et $A/\mathcal{H}_2$ ayant des pas différents, le contact $\mathcal{D}_1/\mathcal{D}_2$ sera ponctuel : la normale à N en un point de contact, coupe orthogonalement Δ. Il résulte de cette remarque que, contrairement à ce qui a lieu dans la méthode des roulettes ordinaires (où les surfaces roulantes sont des cônes ou cylindres de révolution), la denture $\mathcal{D}_1$ n'est pas *en général* la même que si l'on remplaçait A par une autre axoïde A′ munie de la surface N′ enveloppée par N dans la viration A/A′.

Cas où le contact $\mathcal{D}_1/\mathcal{D}_2$ est linéaire. — C'est le cas où il existe sur N toute une courbe le long de laquelle la normale à N coupe orthogonalement Δ; mais alors les dentures $\mathcal{D}_1$ et $\mathcal{D}_2$ engendrées par l'ensemble [A, N] sont les mêmes que celles engendrées par l'ensemble [A′, N′] considéré ci-dessus.

Prenons donc pour A l'axoïde la plus simple, c'est-à-dire l'hélicoïde gauche H défini par le paramètre de distribution des hyperboloïdes primitifs. L'ensemble [H, N] est une généralisation de la crémaillère et de la roue plate : je l'appellerai *platoïde*. Toute surface N, dent du platoïde réalisant un contact $\mathcal{D}_1/\mathcal{D}_2$ linéaire est alors l'enveloppe de ∞^1 cylindres de révolution appartenant aux ∞^2 cylindres de rayons arbitraires et de révolution autour des génératrices de H (²). En particulier tout plan normal à l'axe de $\mathcal{H}$ est solution.

Applications. 1° *Génération par le platoïde.* — On peut imaginer un chariot porte-outil réalisant par rapport à l'hyperboloïde primitif $\mathcal{H}$ du flan, d'axe fixe, la viration $H/\mathcal{H}$; le chariot aurait par rapport au bâti un

(²) Si $z = k \operatorname{arc tang} y/x$ est l'équation de H, les surfaces N cherchées sont solutions de l'équation aux dérivées partielles :

$$px + qy + (p^2 + q^2)\left(z + \operatorname{arc tang}\frac{p}{q}\right) = 0$$

dont les ∞^2 cylindres mentionnés constituent une intégrale complète.

mouvement hélicoïdal, pendant lequel l'arête de l'outil engendrerait N (mouvement de coupe).

2° *L'axoide A est un hyperboloïde.* — Dans ce cas, le flan étant en rotation autour de son axe fixe, le mouvement générateur est une simple rotation. Au point de vue des interférences, ce procédé ne donnerait par les mêmes garanties que le précédent : ces deux méthodes seraient à comparer respectivement aux taillages Sunderland et Fellows.

AÉRODYNAMIQUE. — *Influence du nombre fini de pales des hélices sustentatrices.* Note ([1]) de M. **Svetopolk Pivko**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons montré ([2]) que l'écoulement relatif de l'air dans le plan de rotation d'une hélice sustentatrice peut être schématisé de façon qu'on distingue nettement la région du moyeu de la région marginale. Dans le calcul usuel des hélices, on tient déjà compte du tourbillon hélicoïdal du

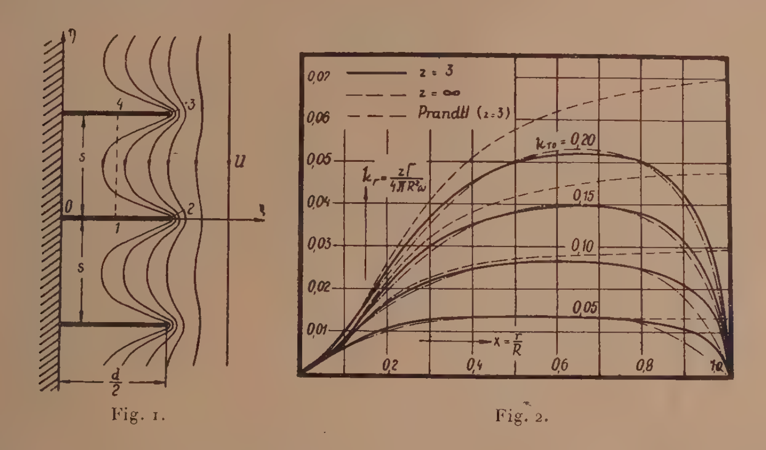


Fig. 1. Fig. 2.

moyeu et nous nous bornerons, par conséquent, à l'examen de la région marginale.

Considérons l'écoulement autour d'une infinité de lames horizontales, de longueur $d/2$ et à l'écartement s (*fig.* 1). On peut démontrer que la vitesse

([1]) Séance du 8 mars 1937.

([2]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 554.

complexe d'un tel écoulement est donnée par l'expression

$$w = i\mathrm{U}\left\{\left[1 - e^{-\frac{2\pi}{s}\left(\zeta - \frac{d}{2}\right)}\right]^{-\frac{1}{2}} + \left[1 - e^{\frac{2\pi}{s}\left(\bar{\zeta} + \frac{d}{2}\right)}\right]^{-\frac{1}{2}}\right\},$$

où U est la vitesse à l'infini, $\zeta = \xi + i\eta$ la variable complexe dans le plan ζ et $\bar{\zeta} = \xi - i\eta$ est sa valeur conjuguée.

On peut calculer la valeur moyenne de la composante verticale (tangentielle)

$$v_m = \frac{1}{s}\int_0^s [-\mathrm{P\,I}(w)]\,d\eta,$$

en fonction du rayon de l'hélice. Il vient, tous calculs faits, en superposant aussi la vitesse U à l'infini,

$$v_{mr} = v_m + \mathrm{U} = \mathrm{U}\frac{2}{\pi}\left[\operatorname{arc\,cos} e^{\frac{\pi}{s}\left(\xi - \frac{d}{2}\right)} + \operatorname{arc\,cos} e^{-\frac{\pi}{s}\left(\xi + \frac{d}{2}\right)}\right].$$

A l'extrémité de la pale, pour $\xi = \pm d/2$, cette expression se réduit à

$$v'_{mr} = \mathrm{U}\frac{2}{\pi}\operatorname{arc\,cos} e^{-\frac{\pi d}{s}}.$$

Le coefficient de correction F à appliquer à la circulation autour de la pale sera ainsi donné par le rapport

$$\mathrm{F} = \frac{\Gamma_z}{\Gamma_\infty} = \frac{v_{mr} - v'_{mr}}{v'_{mr}}.$$

On remplace, par suite,

$$d \approx 0{,}6\mathrm{R}, \qquad \xi = (x - 0{,}7)\mathrm{R}, \qquad s = \frac{\pi r}{\mathrm{M}}, \qquad \mathrm{M} = \frac{z}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{x}{k}\right)^2}$$

et il vient, en définitive,

$$\mathrm{F} = \frac{2}{\pi}[\operatorname{arc\,cos} e^{-\mathrm{F}_1} + \operatorname{arc\,cos} e^{-\mathrm{F}_2} - \operatorname{arc\,cos} e^{-\mathrm{F}_3}]$$

avec

$$\mathrm{F}_1 = \mathrm{M}\left(\frac{1}{x} - 1\right), \qquad \mathrm{F}_2 = \mathrm{M}\left(1 - \frac{0{,}4}{x}\right), \qquad \mathrm{F}_3 = \mathrm{M}\frac{0{,}6}{x},$$

$x = r/\mathrm{R}$ le rayon relatif, z le nombre de pales et k constante qui dépend de la traction de l'hélice.

Cette formule donne le coefficient de correction F dans la région marginale, c'est-à-dire pour $0{,}7 < x < 1$. Pour $0 < x < 0{,}7$, on peut adopter une variation linéaire de F. D'une manière approchée, on peut relier le

point F, calculé d'après la formule ci-dessus et correspondant au rayon $x = r/R = 0{,}7$ avec le point $F = 1$, relatif à $r = x = 0$.

La figure 2 montre, à titre de renseignement, la variation de la circulation autour de la pale

$$\Gamma_z = k_{\Gamma_z} \frac{4\pi R^2 \omega}{z} = \Gamma_\infty F$$

d'une hélice sustentatrice tripale, en fonction du rayon relatif et pour différentes valeurs de la traction unitaire

$$k_{T_0} = \frac{T_0}{\rho/2 \cdot R^2 \pi (R\omega)^2}.$$

A titre de comparaison, nous avons tracé sur le même diagramme la variation de la circulation en appliquant le coefficient de correction de M. Prandtl et aussi la correction correspondant à un nombre infini de pales.

SPECTROSCOPIE. — *Absorption de l'oxygène à la limite du spectre solaire.* Note (1) de M. **Lévy Herman**, présentée par M. Charles Fabry.

1. On sait que la limitation du spectre solaire ultraviolet est due à la forte bande d'absorption de l'ozone qui s'étend de 2200 à 3000 Å environ (2). Dans cette région spectrale, l'oxygène exerce aussi une faible absorption, due à plusieurs systèmes de bandes (3). Comme les couches d'oxygène traversées dans l'atmosphère peuvent atteindre une grande épaisseur il est intéressant de chercher à évaluer l'absorption correspondante.

2. J'ai étudié quantitativement l'absorption de l'oxygène contenu dans un tube de 100^m de longueur, sous une pression de $27{,}7^{kg}$ par centimètre carré. Le dispositif utilisé a été décrit précédemment (4) : la graduation des plaques photographiques était faite à l'aide d'un échelon absorbant de

(1) Séance du 22 mars 1937.

(2) M. Fabry et Buisson, *Journal de Physique*, 5e série, 3, 1913, p. 176.

(3) Finkelnburg et Steiner, *Zeitschrift für Physik*, 79, 1932, p. 69; Herzberg, *Die Naturwissenschaften*, 19, 1932, p. 577.

(4) L. Herman et Mme R. Herman, *Compte rendu des Réunions de l'Institut d'Optique* du 15 juillet 1935, p. 18.

quartz platiné placé sur la fente d'un spectrographe auxiliaire à optique de quartz.

Dans ces conditions, on voit le système de bandes à structure triple s'étendre vers les grandes longueurs d'onde jusqu'au delà de 3000 Å. Les longueurs d'onde des nouvelles bandes ainsi mises en évidence sont : 2832, 2842, 2855, 2904, 2913, 2924 Å, bande diffuse comprise entre 2990 et 3017 Å. En même temps, on constate qu'une absorption faible s'étend jusqu'à environ 3050 Å.

Le tableau ci-dessous donne les densités optiques D de 100m d'oxygène, à 18° C. sous une pression de 27,7 kg/cm². On a retranché des valeurs observées les densités optiques provenant de la diffusion moléculaire, qu'il est facile de calculer.

λ.	D.	λ.	D.	λ.	D.
2820........	0,58	2870........	0,40	2940........	0,13
2825........	0,48	2880........	0,24	2952........	0,12
2832........	0,52	2886........	0,19	2960........	0,08
2839........	0,49	2895........	0,14	2966........	0,10
2842........	0,54	2904........	0,17	2980........	0,03
2852........	0,49	2908........	0,15	....	....
2855........	0,50	2913........	0,17	3050........	0,02
2860........	0,50	2920........	0,15		(environ)
2864........	0,48	2924........	0,19		

2. Pour pouvoir évaluer l'absorption de l'oxygène atmosphérique à partir des données précédentes, il faudrait connaître la loi de variation du coefficient d'absorption en fonction de la pression. On sait que, pour les pressions élevées, le coefficient d'absorption croît à peu près proportionnellement au carré de la pression. En admettant que cette loi s'applique jusqu'aux faibles pressions existant dans l'atmosphère, on trouve que la *contribution apportée par l'oxygène à l'affaiblissement du rayonnement solaire entre* 2800 *et* 3000 Å *est pratiquement nulle, même pour les grandes distances zénitales.*

Mais l'extrapolation précédente n'est certainement pas correcte, car la loi de proportionnalité au carré de la pression ne peut pas s'appliquer aux pressions faibles. Elle suppose en effet : 1° que les gaz étrangers (N^2) n'ont aucune influence sur l'absorption; 2° que les bandes de Herzberg, pour lesquelles le coefficient d'absorption n'est pas proportionnel au carré de la pression, jouent un rôle négligeable. Or l'influence des gaz étrangers est

certaine (5) et l'intensité des bandes de Herzberg devient prépondérante pour les pressions faibles.

En admettant la loi de Beer (encore moins exacte) comme second cas limite, on obtient encore un effet tout à fait négligeable au zénith pour la région voisine de 3000 Å. On voit donc que de toute façon l'absorption de l'oxygène ne joue pratiquement aucun rôle dans la limitation du spectre solaire.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'équation de solubilité des hydrates.* Note (1) de M. Jean Perreu.

I. Cas d'un sel anhydre. — L'équation de solubilité de l'hydrate $S.sH^2O$, s'écrit sous la forme (2)

$$\text{(I)} \qquad 503\,\frac{C}{1-sC}\,\frac{q_C}{T^2}-\left(\frac{\partial \log p}{\partial C}\right)_T\frac{dC}{dT}=0,$$

d'où l'on déduit l'équation de Le Chatelier (3), relative aux sels anhydres,

$$\text{(II)} \qquad 503\,C\,\frac{q_C}{T^2}-\left(\frac{\partial \log p}{\partial C}\right)_T\frac{dC}{dT}=0.$$

D'après cette dernière relation, le rapport dC/dT a le même signe que $-q_C$, conformément à la loi du déplacement de l'équilibre par variation de température, à pression constante, de Le Chatelier (4).

Dans plusieurs Notes parues en 1915-16, Colson (5) conteste l'équation (II), qui d'après lui ne s'applique pas dans le cas du chlorure et du carbonate de sodium anhydres. La solubilité du premier de ces sels croît avec la température, tandis que la chaleur d'équilibre ou chaleur limite q_C, qui est négative au-dessus de 1°, s'annulerait au voisinage de cette température et serait positive entre 1° et 0°. Pour CO^3Na^2, à 18°, q_C et dC/dT seraient tous les deux positifs. Ces deux affirmations sont contraires à l'équation (II) et à la loi du déplacement de l'équilibre.

---

(5) Salow et Steiner, *Nature*, **134**, 1934, p. 463.

(1) Séance du 8 mars 1937.
(2) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 172 (voir notations).
(3) Le Chatelier, *Comptes rendus*, **118**, 1894, p. 638.
(4) Le Chatelier, *Comptes rendus*, **99**, 1884, p. 786.
(5) Colson, *Comptes rendus*, **161**, 1915, p. 586 et 787; **162**, 1916, p. 222.

a. Chlorure de sodium. — J'ai déterminé, à 18°, la chaleur de dissolution limite de ce sel, par la méthode indirecte des dilutions, j'ai trouvé $q_C = -0^{cal},30$. D'autre part $C_{(18°)} = 0,1103$; $dC/dT_{(18°)} = 0,000065$.

D'après les mesures tonométriques de Lannung [6], $(\partial \log p/\partial C)_{(18°)} = -3,09$ au voisinage de la saturation. La relation (II) donne $q_{C\,(cal)} = -0,306$, résultat qui est en bon accord avec les mesures calorimétriques ci-dessus.

Au-dessous de 0°,2, la solution saturée laisse déposer par refroidissement l'hydrate $ClNa.2H^2O$, l'équation (II) du sel anhydre n'est valable qu'au-dessus du point de transition. J'ai trouvé, pour ce dernier sel, à 0°,5 : $q_C = -0^{cal},06$; la chaleur d'équilibre est donc négative au voisinage du point de transition.

b. Carbonate de sodium. — L'équation de solubilité II s'applique uniquement le long de la courbe d'équilibre du sel anhydre, qui correspond aux températures supérieures à 112°,5 (point de transition relatif à l'équilibre : monohydrate + sel anhydre + solution saturée). Les travaux de Waldeck, Lynn et Hill [7] montrent que la solubilité du carbonate anhydre diminue quand la température s'élève. Colson a effectué des mesures calorimétriques sur ce dernier sel, vers 18°, en utilisant les solutions saturées en décahydrate; le résultat de ses expériences ne représente nullement la chaleur limite du sel anhydre.

II. Cas d'un hydrate organique. — L'équation de solubilité des hydrates (relation I), que j'ai étudiée expérimentalement pour quelques sels minéraux [8], s'applique également aux hydrates organiques. J'ai pu la vérifier à 19°-20°, pour l'acide oxalique à 2 mol-g d'eau : $\begin{matrix}COOH\\ |\\ COOH\end{matrix}.2H^2O$. D'après les tables de solubilités, on a $C_{(19°)} = 0,0179$; $(dC/dt)_{(19°)} = 0,00080$.

a. Mesures calorimétriques. — J'ai trouvé, pour les chaleurs spécifiques des solutions, les résultats suivants obtenus par la méthode calorifère :

Concentrations h...	352.	177.	118,66.	89,5.	72.	60,33.	55,85.
γ_{moyen} (19°-22°)....	0,985	0,975	0,966	0,957	0,949	0,940	0,935

Ces valeurs de γ sont convenablement représentées par la formule empirique

$$\gamma_{moy.\,(19°-22°)} = \frac{8+h}{12,3+h}.$$

(6) Axel Lannung, *Zeitsch. f. phys. Chem.*, **170**, 1934, p. 134.
(7) Waldeck, Lynn et Hill, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **54**, 1932, p. 928.
(8) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1588.

La chaleur de dissolution limite, q_C de l'hydrate, a été déterminée à 19° par les méthodes suivantes :

Méthode directe. — Voici les résultats trouvés

Concentr. h.	∞.	352.	477.	118,66.	89,5.	72.	60,33.	55,85 (sat.).
q_c (cal).	$-8,48(q_0)$	$-8,59$	$-8,67$	$-8,72$	$-8,75$	$-8,77$	$-8,79$	$-8,80$ (q_C extrap.)

La concentration obtenue dans la mesure de q_0 est $h' = 702$.

Méthode des dilutions, — Les chaleurs intégrales de dilution L_c des solutions concentrées, jusqu'à la dilution finale $h' = 702$, sont les suivantes :

Concentrations initiales h.....	55,85 (sat.).	65,33.	72.	89,5.
L_c (cal)....................	0,175 (L_C)	0,16	0,13	0,10

La chaleur d'addition a_C est égale à $0^{cal},19$. D'où $q_C = 8^{cal},84$.

Méthode de cristallisation. — La chaleur de cristallisation de l'hydrate, à partir d'une solution légèrement sursaturée, est égale à $8^{cal},83$.

b. Mesures tonométriques. — J'ai trouvé pour les tensions de vapeur des solutions à 20°C., les valeurs ci-après :

Concentrations c.........	0,00439.	0,00873.	0,0128.	0,0166.
p (mm. de mercure)......	17,43	17,33	17,24	17,16

Par suite $(\partial \log p/\partial C)_{20°} = -1,22$ au voisinage de la saturation.

c. Vérification. — En portant dans l'équation (I) les valeurs de T, C, dC/dT, $(\partial \log p/\partial C)_{20°}$, on trouve $q_{C\,(calc)} = -8^{cal},97$. L'écart obtenu est d'environ 1,7 pour 100.

L'ensemble de ces mesures confirme par suite le caractère très général de la loi de solubilité.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Énergie de dissociation de la molécule d'oxyde de carbone.* Note [1] de MM. **Marc de Hemptinne**, **Jean Savard** et **Paul Capron**, transmise par M. Jean Perrin.

Nous avons déterminé [2] le potentiel d'ionisation de l'oxyde de carbone 13,5 eV., et dressé la liste des potentiels critiques apparus entre 15,5 et 19,1 eV.

Après des expériences répétées, nous avons déterminé les points critiques

---

(1) Séance du 8 mars 1937.

(2) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 354.

supérieurs suivants : 19,2; 19,45; 19,9; 20; 20,1; 20,4; 20,9; 21,1; 21,2; 21,4; 21,8; 22; 22,3; 22,45; 22,6; 22,8; 22,9; 23; 23,3; 23,5; 23,7; 23,8; 24,2; 24,6; 25; 25,3; 25,6; 26; 26,8.

Quelques remarques préliminaires permettent une première discrimination entre tous ces potentiels.

Si l'intensité de l'émission électronique, et la pression du gaz dans l'appareil, sont telles que le courant reçu au collecteur (courant électronique) croisse rapidement avec le potentiel, seuls restent visibles jusqu'à 22 eV., les points critiques : 19,45; 20; 20,4; 20,9; 21,2. Ces potentiels définissent donc des processus dont le rendement est suffisant pour qu'ils ne soient pas masqués par la rapide augmentation du courant électronique. Le premier, 19,45 eV., quoique net, est suivi, à partir de 19,6 eV. déjà, d'une reprise ascendante de la courbe. Mais à 20 eV., l'allure générale de celle-ci change brusquement : de croissante elle devient décroissante. Le point critique à 20,4 eV. est peu marqué; le potentiel 20,9 V. est au contraire suivi d'une forte baisse de l'intensité du courant électronique observé. Enfin le potentiel 21,2 V. est net mais n'est pas suivi d'une brusque variation de l'inclinaison de la courbe.

Il apparaît donc peu vraisemblable de supposer que des ions se forment à 19,45 ou 20,4 V. Une semblable formation est possible à 20,9, peu probable à 21,2 mais presque certaine à 20 eV. Ce potentiel sera donc provisoirement interprété par la dissociation $CO = C^+(^2P) + O(^3P)$.

Si maintenant on établit dans l'appareil une intensité d'émission électronique et une pression telles que la courbe soit toujours croissante (les ions sont toujours formés en quantité trop faible pour que le sens de la courbe puisse être inversé), apparaissent comme vraisemblablement suivis d'une ionisation les potentiels 22,3, 23,5 et 24,2 V.

Adoptant provisoirement 20 eV pour l'énergie de la dissociation de la molécule normale en C^+ et O (normaux), on calcule aussitôt :

$$CO = C\ (^3P) + O^+(^4S) - 22{,}3\ \text{eV},$$
$$CO = C\ (^1D) + O^+(^4S) - 23{,}55\,\text{eV},$$
$$CO = C^+(^2P) + O\ (^1S) - 24{,}2\ \text{eV}.$$

La concordance entre les potentiels calculés et observés est un premier argument en faveur de l'interprétation proposée pour le potentiel 20 V.

Mais c'est par l'observation du courant ionique parvenant seul au collecteur que l'interprétation du potentiel 20 cesse d'être une hypothèse. En effet, la courbe représentative (étudiée jusqu'à 19,1 V dans notre précé-

dente Note) s'élève jusqu'à 19,45 V, et accuse pour ce potentiel un net maximum. Elle décroît ensuite jusqu'à 19,95 eV. A 20 V, son ascension reprend presque verticale. On en conclut immédiatement que 19,45 ne peut pas être un potentiel d'ionisation, mais que cette qualité doit, sans hésitation possible, être attribuée au potentiel 20. A 21,4 V, on observe un nouveau maximum suivi d'une baisse d'intensité si considérable qu'elle ne peut s'expliquer que par une formation d'ions négatifs. A 22,3 V, la courbe redevient brusquement croissante.

Ces expériences montrent que seuls les potentiels 20 et 22,3 peuvent correspondre à une dissociation avec formation d'ions positifs. Le potentiel 20 est, d'autre part, exactement séparé du potentiel 22,3 par la différence d'énergie des deux dissociations en $C^+ + O$ et $C + O^+$ (normaux).

Le potentiel 19,45 ne peut être qu'une résonance suffisamment marquée pour demeurer visible malgré la rapide augmentation de l'intensité du courant électronique. Sont en effet possibles les résonances suivantes :

$$a'\,{}^3\Sigma + F\,{}^1\Pi\,(19,43),\qquad A\,{}^1\Pi + E\,{}^1\Sigma\,(19,45),\qquad d\,{}^3\Pi + c\,{}^3\Pi\,(19,35).$$

Quant au potentiel 21,4, il fut déjà observé par Tate et Lozier [3] à 22 eV. Leurs mesures étant entachées d'une erreur de calibrage de 0,5 à 0,6 V, nos résultats sont parfaitement concordants. La nature des ions formés a été reconnue par Vaughan au moyen du spectrographe à masse. Le potentiel 21,4 doit donc s'interpréter par la dissociation :

$$CO = C^+\,({}^2P) + O^-.$$

D'où il résulte que l'électroaffinité de l'atome d'oxygène est : $20 - (21,4 - 5,2) = 3,8$ eV.

L'énergie de dissociation de la molécule normale d'oxyde de carbone en atomes normaux est $D = 20 - 11.2 + 8,8$ eV.

La formule empirique proposée par l'un de nous [4] :

$$D = 2nI_m - \Sigma(n_a I_a),$$

est bien vérifiée par l'oxyde de carbone. A partir de $I_m = 13,5$, on calcule, avec $2n = 6$, $n_c = 4$, $n_0 = 2$: $D = 8,8$.

(3) *Physical Review*, 39, 1932, p. 254.
(4) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1122.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'oxydation de l'hydrate de nickel par le persulfate de sodium en milieu alcalin.* Note [1] de M. **Félix François** et de Mlle **Marie-Louise Delwaulle**.

La question des peroxydes de nickel apparaît encore obscure. L'oxydation de l'hydrate de nickel mène selon les uns [2] à un mélange d'hydrates : $Ni(OH)^2$ et NiO^2, nH^2O ne comportant que des traces de Ni^2O^3.

Pour d'autres [3], on obtiendrait toujours un mélange de $Ni(OH)^2$, de NiO^2 et de Ni^2O^3. Ni^2O^3 ne serait pas un terme intermédiaire entre $Ni(OH)^2$ et NiO^2.

Enfin Huttig et Peters [4], ne doutent pas de l'existence de Ni^2O^3, puisqu'ils ont étudié la décomposition isobare des hydrates de ce peroxyde.

Tous les auteurs, à part ces derniers, sont d'accord pour considérer ces peroxydes comme éminemment instables.

Nous pensons apporter une contribution utile à l'étude de cette question, grâce à un mode de dosage qui permet de titrer l'oxygène actif du produit obtenu, sans lavage, ni destruction de l'oxydant resté en liqueur.

Dans ce but, nous nous sommes imposé comme agent d'oxydation un persulfate alcalin.

Le dosage de l'oxygène actif du produit obtenu (imprégné éventuellement de persulfate) a été réalisé en dissolvant à froid le précipité humide dans une solution chlorhydrique d'anhydride arsénieux, dont on dose l'excès par du bromate de potassium. Le persulfate est inactif sur l'anhydride arsénieux dans ces conditions.

Nous réalisons donc une analyse quasi instantanée du produit obtenu. La composition du milieu oxydant (concentration en persulfate et hydrate alcalin) est déterminée en même temps.

L'étude de l'évolution des précipités montre que leur oxydation n'est pas instantanée. Le pouvoir oxydant qui croît d'abord rapidement avec le temps de réaction, passe par un maximum qu'il conserve en général pendant un certain temps. Nous avons, pour l'établissement du graphique, adopté cette valeur maxima.

---

(1) Séance du 22 mars 1937.

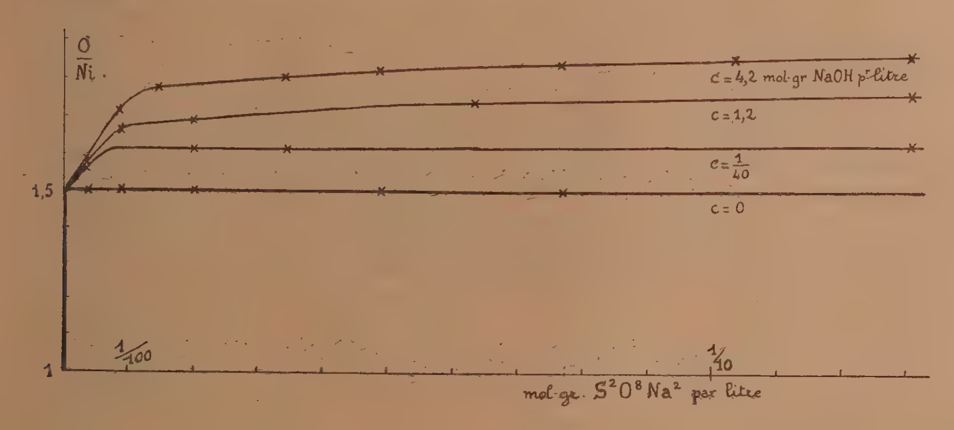
(2) Belluci et Clavari, *Atti Accad. Lincei*, 16, I, 1907, p. 647; *Gazz. chim. ital.*, 36, I, 1906, p. 58.

(3) Howell, *J. Chem. Soc. London*, 123, 1923, p. 669 et 1772.

(4) Hüttig et Peters, *Z. anorg. Chem.*, 189, 1930, p. 190.

Les résultats sont superposables, qu'il s'agisse de persulfate de sodium ou de potassium, de soude ou de potasse caustique. Les résultats publiés sont relatifs au persulfate de sodium et à la soude qui permettent d'étudier dans de plus larges limites l'influence de ces réactifs.

Nous avons opéré de façon à obtenir un volume final de solution constant, la quantité de sulfate de nickel mise en œuvre étant fixe. Nous avons toujours utilisé assez de soude pour qu'il ne reste pas de sulfate de nickel en solution.



Si, dans ces conditions, quelle que soit la quantité d'alcali mise en jeu, on fait croître la quantité de persulfate en réaction, l'oxydation de l'hydrate de nickel est d'abord quantitative : le pouvoir oxydant du précipité est égal à celui du persulfate employé ; la liqueur au contact est une solution de sulfate de sodium et de soude.

Cette oxydation quantitative a lieu jusqu'à ce que le pouvoir oxydant du précipité corresponde exactement à Ni^2O^3 ($O/Ni = 1,50$).

L'obtention de précipités plus oxydés nécessite une accumulation du persulfate et de l'alcali dans la liqueur : dans le graphique, chaque courbe est relative à une même concentration finale en alcali, elle représente la variation du rapport O/Ni en fonction de la concentration du persulfate dans la liqueur.

On voit que le rapport O/Ni croît lentement avec les concentrations de l'alcali et du persulfate dans la liqueur au contact.

L'étude se trouve limitée d'une part, par la solubilité du persulfate ; d'autre part, par le fait qu'une trop forte concentration en alcali rend la

liqueur baignante très instable : dès les premiers instants de contact, il se produit un dégagement relativement abondant d'oxygène.

Nous n'avons pas, dans nos mesures, dépassé la valeur O/Ni = 1,88.

Il y a donc certainement deux régimes dans l'oxydation :

a. Une oxydation quantitative de l'hydrate de nickel par le persulfate qui se termine précisément quand la composition du précipité répond à la formule Ni^2O^3.

Ce fait ne paraît pouvoir s'expliquer que par la formation de Ni^2O^3 à partir de l'hydrate de nickel, ceci jusqu'à transformation complète en ce peroxyde.

b. A partir de ce moment, l'oxydation cesse d'être quantitative, le produit obtenu dépend non seulement de la concentration en persulfate de la liqueur baignante mais même de celle de l'hydrate alcalin. Si dans cette zone la possibilité de l'existence de NiO^2 n'est nullement exclue, l'instabilité extrême des produits d'oxydation n'en permet par cette voie, ni l'obtention à l'état pur, ni même l'identification.

BIOLOGIE. — *Développement du pénis provoqué chez l'enfant par l'injection d'acétate de testostérone*. Note [1] de MM. **René Moricard** et **René Bize**, présentée par M. Antonin Gosset.

Laqueur [2] a isolé, en partant du testicule, une hormone qui est le testostérone, de formule $C^{19}H^{28}O^2$. Ruzicka [3], Butenandt [4], Roussel [5] en ont réalisé la synthèse. Miescher [6], Parkes [7] ont constaté que l'acétate de testostérone est plus actif sur le développement des vésicules séminales du Rat impubère que le testostérone.

L'acétate de testostérone dont nous avons disposé, injecté à la dose de 1mg,5 chez le Rat impubère de 50 à 60g, provoque, en 10 jours, un accroissement de 600 pour 100 du poids des vésicules séminales. Cette

(1) Séance du 8 février 1937.
(2) *Acta. Brev. Neer.*, 5, 1935, p. 84.
(3) *Helv. Chem. Act.*, **18**, 1935, p. 1264.
(4) *Ber. Deutsch. Chem. Ges.*, **68**, 1936, p. 1559.
(5) *Bull. Acad. Med.*, **115**, 1936, p. 458.
(6) *Schweiz. Med. Wschr.*, **36**, 1936, p. 763.
(7) *Lancet*, **223**, 1936, p. 223.

substance, injectée à des enfants ayant un retard de développement génital, nous a permis de provoquer un développement marqué du pénis.

Chez les enfants normaux, la mensuration en centimètres du pénis, en longueur et en circonférence (au moyen d'un baguier), donne les dimensions moyennes suivantes :

Age (ans)	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.
Longueur	5	5,3	5,4	5,4	5,5	6,2	6	7,7	9,5
Circonférence	4,6	4,8	5	5,2	5,4	6	5,9	7,6	8,5

Chez 3 enfants (atteints de syndrome adiposo-génital), nous avons obtenu les dimensions suivantes :

Sujet.	Age.	Longueur.	Circonférence.
Leb	8 ans et demi	2cm,6	5cm,1
Rouil	10 ans	2cm,2	4cm
Ren	14 ans	3cm	5cm,1

Ces chiffres sont très inférieurs aux dimensions habituelles et respectives du pénis à ces différents âges. Chez le premier, le pénis est enfoncé dans le panicule adipeux sus-pubien.

Les enfants ont reçu de 10 à 80mg d'acétate de testostérone par semaine sur une durée de 1 à 6 mois, avec les résultats suivants :

Sujet.	Dose injectée.	Durée.	Longueur.	Circonférence.
Leb	270mg	3 mois	4cm,5	5cm,4
Rouil	330mg	6 mois	4cm,5	7cm [1]
Ren	75mg	1 mois	4cm,5	6cm,3

[1] Ce chiffre est voisin de celui que l'on obtient chez l'enfant normal à 14 ans.

Parallèlement à ces effets de développement génitaux, il y a eu des modifications du poids, de la répartition de l'adiposité, du système pileux, de la taille, de la force musculaire et du psychisme.

En conclusion, du point de vue morphologique, l'injection d'acétate de testostérone a permis de provoquer le développement du tractus génital de l'Homme.

MICROBIOLOGIE. — *Longue conservation à sec du virus du Typhus murin dans les déjections des puces infectées.* Note de MM. **Georges Blanc** et **M. Baltazard**, présentée par M. Félix Mesnil.

En 1914, Ch. Nicolle, G. Blanc et E. Conseil démontraient la virulence des déjections des poux infectés par le virus du Typhus exanthématique ([1]). Ces auteurs écrivaient alors : «... le grattage de la peau avec l'ongle souillé des déjections des poux est capable de transmettre la maladie, aussi bien que la piqûre». Mais l'évidence de la transmission par piqûre faisait passer au second plan la virulence des déjections, dont le rôle dans l'épidémiologie du virus semblait négligeable.

Dyer et ses collaborateurs ([2]), en 1931, étudiant la transmission du Typhus murin par la puce, montrent qu'à l'inverse du pou dans le Typhus épidémique, la puce ne peut transmettre le virus par piqûre. Ils démontrent la virulence des déjections et supposent que la transmission de la maladie est assurée, dans la nature, de rat à rat par la souillure des plaies de piqûre par les déjections de l'ectoparasite.

Au laboratoire de M. Weigl, Jan Starzyk ([3]), en 1936, remet à l'ordre du jour l'importance des déjections d'ectoparasites dans la conservation et la transmission naturelle du Typhus épidémique, en démontrant la très longue conservation du virus dans les déjections des poux infectés. Cette conservation atteignant, dans ses essais, 66 jours dans les conditions naturelles, il émet l'hypothèse d'une survie interépidémique du virus dans ces déjections sèches.

Dans le Typhus murin, la puce, à l'inverse du pou qui meurt du Typhus épidémique, héberge le virus pendant toute sa vie et, la transmission naturelle de rat à rat étant assurée, pour la plus grande part, par le virus des déjections, il était particulièrement intéressant de connaître la longévité de ce virus dans les fèces. Les expériences actuellement en cours, dont nous

---

([1]) *Comptes rendus*, **159**, 1914, p. 661, et *Arch. Inst. Pasteur Tunis*, **9**, 1914, p. 84.

([2]) E. T. Ceder, R. E. Dyer, A. Rumreich et L. F. Badger, *Publ. Health Reports*, **46**, 1931, p. 3103; R. E. Dyer, E. T. Ceder, M. G. Workman et L. F. Badger, *ibid.*, **47**, 1932, p. 131.

([3]) J. Starzyk, *C. R. Soc. Biol.*, **123**, 1936, p. 1221.

rapportons ici les premiers résultats, portent toutes sur la puce *Xenopsylla cheopis*.

Avec des déjections de puces conservées en boîte de Petri, sur du papier buvard, à l'obscurité et à la température du laboratoire, nous avons pu atteindre, jusqu'à présent, un délai de conservation de 21 jours, au bout desquels la virulence semblait rigoureusement intacte (temps d'incubation identique chez le cobaye : 6 jours, infection à des taux de dilution très élevés).

Avec des déjections de puces rapidement desséchées sur chlorure de calcium et conservées en ampoules scellées sous le vide à 1/100e de millimètre de Mg, fourni par une pompe à huile, nous avons atteint, jusqu'à présent, 7 jours de conservation.

Avec des puces entières, mortes, rapidement desséchées sur chlorure de calcium et conservées en ampoules scellées sous le vide, nous avons atteint 7 jours de conservation.

Par contre, un broyat de puces infectées, desséché et conservé dans le vide, ne se montre plus virulent après 7 jours.

L'intégrité remarquable de la virulence au bout de 21 jours montre, une fois de plus, la grande importance de l'ectoparasite dans la multiplication et la propagation du virus.

500 puces infectées émettent en 24 heures environ 1^{g} de déjections. La puce infectée le reste toute sa vie et toutes ses déjections sont virulentes. Le virus se conserve longtemps dans ces déjections. Si l'on songe au nombre considérable de puces dont sont porteurs les rats sauvages, et à la fréquence de leur infection, on se représente l'énorme quantité de virus mise ainsi en liberté dans la nature.

La possibilité d'une contagion humaine par ce virus à grande résistance, répandu sous forme de poudre fine partout où se trouve les rats, prend, en face des expériences négatives de transmission par piqûre que nous publierons prochainement, une plus grande probabilité.

En dehors de cette constatation épidémiologique, la longue conservation à sec du virus dans les déjections, démontrée par Starzyk pour le Typhus épidémique et par nous-mêmes pour le Typhus murin, opposée aux multiples essais négatifs ou douteux de longue conservation à sec de ces virus lors de leur vie intracellulaire, montre la possibilité d'une survie extracellulaire des *Rickettsia*.

Peut-être cette survie tient-elle à ce que la dessiccation du parasite libre est soumise à d'autres conditions physicochimiques que celle du parasite intracellulaire. Mais, peut-être aussi s'agit-il d'une forme de résistance particulière, présente seulement dans l'intestin de l'arthropode.

L'intérêt pratique de cette longévité à sec sera de pouvoir conserver facilement le virus murin, et, s'il se comporte vis-à-vis de la bile comme le virus frais, de pouvoir l'expédier à distance pour la préparation de vaccin antityphique.

La séance est levée à $15^h 20^m$.

E. P.

ERRATA.

(Séance du 1er février 1937.)

Note de M. *Georges Kurepa*, Le problème de Souslin et les espaces abstraits :

Page 327, ligne 9 en remontant, *au lieu de* $2\aleph_0$, *lire* $2^{\aleph_0}$; ligne 8 en remontant, *au lieu de* formés, *lire* fermés.

(Séance du 1er mars 1937.)

Note de M. *F.-J. Bourrières*, Sur les oscillations auto-entretenues des extrémités de tubes élastiques :

Page 654, dernière ligne, *lire*

$$\mathrm{EI}\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + (\rho \mathrm{S} + \mathrm{P}\Sigma)\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2\mathrm{UP}\Sigma\frac{\partial^2 y}{\partial x\,\partial t} + \mathrm{U}^2\mathrm{P}\Sigma\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0.$$

(Séance du 15 mars 1937.)

Note de M. *Marc Simonet*, Un nouveau cas de dédoublement chromosomique chez un hybride d'*Iris pagocyclus*, *I. Ricardii* Hort. var. *Leverrier* Hort. × *I. Iberica* Hoffm. :

Page 895, ligne 8, *supprimer* ou bien ; ligne 9, *au lieu de* ou bien que, *lire* et que.